SÉRIE A, N° 387
N° D'ORDRE : 4727

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Michel JORAND

1re THÈSE : Contribution à l'étude des effets influençant le décalage vers le rouge des raies d'absorption du spectre solaire.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 18 mai 1962 devant la Commission d'examen.

MM. QUENEY *Président.*
SCHATZMAN } *Examinateurs.*
Mme PECKER-WIMEL }

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

SÉRIE A, N° 3876
N° D'ORDRE : 4727

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Michel JORAND

1re THÈSE : Contribution à l'étude des effets influençant le décalage vers le rouge des raies d'absorption du spectre solaire.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 18 mai 1962 devant la Commission d'examen.

MM. QUENEY *Président.*
SCHATZMAN
Mme PECKER-WIMEL *Examinateurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA. . . .	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE . . .	T	Théories physiques.
PRENANT. . . .	T	Anatomie et Histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST. . . .	T	Chimie organique.
CHAUDRON. . . .	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER. . . .	T	Zoologie.
MANGENOT. . . .	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER.	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER. . . .	T	Physiologie Générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB. . . .	T	Physique du Globe.
Mlle COUSIN . . .	T	Biologie Animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
DRACH.	T	Zoologie.
KASTLER. . . .	T	Physique (E. N. S.).
ÉPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE. . . .	T	Géologie (S. P. C. N.) et sédim.
GAUTHERET . . .	T	Biologie Végétale (P. C. B.).
LUCAS R. . . .	T	Recherches Physiques.
THOMAS A.. . . .	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND. . . .	T	Physique Enseignement.
SOLEILLET. . . .	T	Physique (P. C. B.).
FORTIER. . . .	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON. . . .	T	Astronomie.
PETIT.	T	Biologie maritime.
QUENEY. . . .	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN. . . .	T	Embryologie.
EICHHORN . . .	T	Botanique.
DE CUGNAC . . .	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS . .	T	Chimie Physique.
THELLIER . . .	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER . . .	T	Biologie Générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique Générale.
DUBREIL. . . .	T	Arithmétique et théorie des Nombres.
QUELET	T	Chimie Organique.
CAGNIARD . . .	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER . . .	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER. . . .	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT. . . .	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
JACQUINOT. . . .	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY.	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES. . .	T	Théories Physiques.
AMIEL.	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J. P. MATHIEU . .	T	Physique (Optique).
COUTEAUX. . . .	T	Biologie animale (P. C. B.).
MAY.	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET. . . .	T	Théorie des fonctions et Topologie.
FELDMANN. . . .	T	Biologie végétale marine.
GUINIER. . . .	T	Physique des Solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des prob. et Physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et Intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD. . . .	T	Aviation (Technique Aéronautique).
BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BENARD. . . .	T	Chimie Minérale.
BUVAT.	T	Botanique (E. N. S.).
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques.
SOULAIRAC. . . .	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale.
MARÉCHAL. . . .	T	Optique théorique et Appliquée.
KIRRMANN. . . .	T	Théories Chimiques.
CHADEFAUD . . .	T	Botanique.
Mlle LE BRETON. .	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM.	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS. . . .	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN . . .	T	Topologie Algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD . . .	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT. . . .	T	Mathématiques (M. P. C.).
PISOT	T	Techniques mathématiques de la Physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN. . . .	T	Astrophysique.
TERMIER. . . .	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY. . . .	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M. G. P.).
RIZET.	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT. .	T	Physique Théorique.
DIXMIER. . . .	T	Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY. . . .	T	Chimie générale.
AIGRAIN. . . .	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET. . . .	T	Chimie systématique.
M. LEVY. . . .	T	Phys. théorique des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX. . . .	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY. .	T	Biologie végétale (P. C. B.).
PIAUX.	T	Chimie (M. P. C.).
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
Mme DUBREIL . .	T	Mathématiques (Agrégation).
Mme LELONG. . .	T	Mathématiques (E. N. S.).
BELLAIR. . . .	T	Géologie (S. P. C. N.).
COTTE.	T	Physique électricité.
DUBOIS J. E. . .	T	Chimie organique.
LAMOTTE. . . .	T	Zoologie (E. N. S.).
MICHEL A. . . .	T	Chimie Minérale (Orsay).
OLMER.	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER . . .	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ . . .	T	Chimie Physique.
BROSSEL. . . .	T	Physique atomique.
BUSER.		Physiologie comparée.
CAMUS.		Physiologie végétale (B. M. P. V.).
CASTAING	T	Physique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE.	T	Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT		Évolution des êtres organisés.
PANNETIER . . .	T	Chimie générale (Orsay).
POSSOMPÈS. . . .	T	Zoologie.
PULLMANN. . . .	T	Chimie théorique.
TEILLAC. . . .	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT. . . .	T	Biologie physico-chimique.
VILLE.	T	Économétrie.
WILLEMART . . .		Chimie (P. C. B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN. . . .	T	Recherches physiques.
GUINOCHET. . . .	T	Biologie végétale (S. P. C. N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie (P. C. B.).
Mlle JOSIEN . . .	T	Chimie (S. P. C. N.).
CHEVALLEY . . .	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Électronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
DENY.	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN. . . .	T	Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G. . . .	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie Physique.
BERTHELOT. . . .	T	Phys. fond. des Hautes Énergies (Orsay).
BRICART.	T	Météorologie et physique de l'Atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD		Psychophysiologie.
FRIEDEL. . . .		Physique des Solides (Orsay).
M. JULIA. . . .		Études des moléculaires naturelles complexes.
LENDER. . . .	T	Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay).
MAGAT.		Physico-chimie des radioéléments.
Mlle QUINTIN. .	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL. . . .	T	Analyse numérique.
CHARLOT. . . .	T	Chimie analytique.
HAISSINSKY . . .	T	Radiochimie.
LEMÉE.	T	Physiologie végétale (B. M. P. V.) (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M. P. C.) (Orsay).
CHATELET M. . . .		Chimie (P. C. B.).
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay).
MATTLER. . . .	T	Physique (S. P. C. N.).
MICHEL L.. . . .		Phys. Théor. des Hautes Énergies (Orsay).
BERGERARD . . .		Zoologie (Orsay).
BERTEIN. . . .		Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES . . .		Chimie des Radioéléments (Orsay).
Mme COUTURE . .		Thermodynamique et Mécanique Physique.
ELLENBERGER . .		Géologie appliquée sur le territoire.
FRANC.		Biologie animale (P. C. B.).
SCHNELL. . . .		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI . . .		Physiologie générale.
ACHER.		Chimie Biologique (Orsay).
BAUDOIN		Biologie animale (P. C. B.).
BEAUMONT. . . .		Biologie animale (S. P. C. N.).
BLAMONT. . . .		Géophysique Ionosphère.
BOURREAU. . . .		Botanique.
CURIE D. . . .		Physique (M. G. P.).
DURAND-DELGA. .		Géologie.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER		Physiologie végétale.
TORTRAT. . . .		Calcul des Probabilités.
CAILLEUX		Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN. . . .	T	Physique (S. P. C. N.).
DAUDEL. . . .	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la Physique nucléaire.
Mlle FOURCROY. .		Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT.	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.
Mlle VEIL		Physiologie Générale.
LWOFF.	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK . . .	T	Mécanique Physique et Expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD. . . .	T	Physique (P. C. B.) (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR. . . .	T	Mathématiques (M. P. C.) (Orsay).
MAZET.	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE.		Géographie physique et Géologie Dynamique.
COMOLET. . . .		Mécanique des fluides.
CORABŒUF. . . .		Physiologie Animale.
DELLOUE		Physique de l'exosphère.
GORENFLOT . . .		Botanique II (Orsay).
HOUILLON . . .		Biologie animale (P. C. B.).
JULLIEN J.. . . .		Chimie (P. C. B.).
MALGRANGE . . .		Techniques Mathématiques de la Physique.
OLIVIER. . . .		Antropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE .		Physique (E. N. S.) (Orsay).

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Secrétaire général : R. POULLAIN.

CONTRIBUTIONS A L'ÉTUDE DES EFFETS INFLUENÇANT LE DÉCALAGE VERS LE ROUGE DES RAIES D'ABSORPTION DU SPECTRE SOLAIRE

par Michel JORAND
(Observatoire de Paris-Meudon)

SOMMAIRE. — *Après avoir rappelé les différentes observations des décalages vers le rouge observés dans le spectre solaire, en différents points du disque, l'auteur passe en revue les différents phénomènes dont toute interprétation devra tenir compte, à savoir : l'effet Einstein (effet d'un champ de gravitation, dit du « ralentissement des horloges »), l'effet Lindholm (effets des collisions sur l'énergie des niveaux atomiques, si la loi d'interaction est supposée de Van der Waals), l'effet Spitzer (effet des collisions, lorsque les distances entre atomes sont trop petites pour que la loi de Van der Waals reste valable), effet Finlay-Freundlich (interaction photon-photon), et enfin effets Doppler de toutes sortes, dus à des mouvements radiaux ou non radiaux, se compensant de façon incomplète soit en raison des hétérogénéités thermodynamiques de la photosphère, soit en raison des effets de rugosité optique ou géométrique.*

Une étude spéciale est consacrée à l'effet Lindholm. On calcule quelle est la profondeur effective de formation de cet effet, après avoir résolu numériquement le problème du transfert dans une atmosphère dont les couches successives provoquent des décalages différents d'une raie spectrale. Cette notion de profondeur de formation est susceptible de simplifier beaucoup les calculs même s'il faut faire intervenir les collisions proches dont SPITZER *pense qu'elles sont essentielles.*

L'effet de la rugosité géométrique et celui de la rugosité optique sont calculés dans le cas des mouvements radiaux. La variation, entre le centre et le bord, des décalages qu'on peut en déduire ne peut, à elle seule, expliquer les faits ; mais elle est d'un ordre de grandeur suffisant pour qu'il soit impossible de ne pas en tenir compte.

Le bilan de cette étude conclut ce travail, en orientant les recherches à venir dans des directions bien clairement définies : étude physique de l'effet des collisions ; étude des mouvements non-radiaux, et de l'influence sur leurs effets observés des phénomènes de rugosité.

SUMMARY. — *Having recalled the different observations of the red shifts observed in the solar spectrum, in different points of the disk, the author reviews the different phenomena of which any interpretation must take account, namely : The Einstein effect (effect to a gravitational field, called often the « slowing down of clocks »), the Lindholm effect (effect of collisions on the atomic energy levels, the Van der Waals interaction law being assumed valid), the Spitzer effect (effect of collisions, when the distances between the atoms are too small for the Van der Waals law to be valid), the Findlay-Freundlich effect (photon-photon interactions), and finally all sorts of Doppler effects, due to radial or non-radial motions, compensating themselves in an incomplete way, either because of the thermodynamical heterogeneities of the photosphere or because of the effects of optical or geometrical « roughness ».*

A special study is made of the Lindholm effect. The effective depth of formation of this effect is calculated, after the numerical resolution of the problem of transfer in an atmosphere where successive layers provoke differing spectral line shifts. This notion of depth of formation may very much simplify the calculations, even if one must introduce the near-collisions which SPITZER *thinks to be essential.*

The effects of geometrical and of optical roughness are calculated in the case of radial motions. The center-to-limb variation of shifts which is deduced cannot, by itself, explain the observed facts ; but its order of magnitude is such that it is impossible not to take it into account.

The summing-up of this study concludes the paper in orienting future research in clearly defined directions : physical study of the collision effects ; study of non-radial motions, and of the influence of roughness phenomena on their observed effects.

Дополнение к изучению эффектов,
влияющих на красное смещение линий поглощения солнечного спектра.

Резюме. — После упоминания о различных наблюдениях красного смещения в солнечном спектре, полученном в разных точках диска, автор обсуждает различные явления, которые необходимо учитывать при какой бы то ни было интерпретации, а именно : эффект Эйнштейна (эффект

гравитационного поля, часто называемый « эффектом замедления хода часов »), эффект Линдхольма (эффект столкновений на энергетических атомных уровнях, при принятии закона взаимодействия Ван дер Ваальса), эффект Шпицера (эффект столкновний в случае слишком малых расстояний между атомами для того, чтобы закон Ван дер Ваальса имел место), эффект Финлей-Фрейндлиха (взаимодействие фотон-фотон) и, наконец, эффекты Допплера всех видов, происходящие от лучевых и нелучевых движений. Все эти эффекты неполным образом взаимно компенсируются, как вследствие термодинамических неоднородностей фотосферы, так и вследствие эффектов оптеческой или геометрической шероховатости.

Специальное исследование посвящено эффекту Линдхольма. Вычисляется действительная глубина образования этого эффекта, после численного решения проблемы переноса в атмосфере, последавательные слои которой вызывают различные смещения спектральной линии. Это понятие глубины образования способно значительно упростить вычисления, даже в том случае, когда приходится принимать во внимание близкие столкновения, которые Шпицер считает самыми существенными.

Эффект геометрической шероховатости и эффект оптической шероховатости вычислены для случая радиальных движений. Выведенная отсюда вариация смещений между центром и краем не может сама по себе объяснить наблюденные факты, но порядок ее величины таков, что нельзя не принимать ее во внимание.

В заключение настоящей работы дается итог этого исследования, ориентирующий будущие изыскания в весьма определенных направлениях : физическое исследование эффекта столкновений ; исследование нелучевых движений и влияния на их наблюдаемые эффекты явлений шероховатости.

Introduction

La longueur d'onde des raies d'absorption du spectre solaire doit être affectée par l'effet Einstein dû au champ de gravitation solaire, et subir un décalage vers le rouge.

C'est en vue de mettre en évidence ces décalages que W. Adams (1910), St John (1928), Evershed (1931, 1936, 1939), Finlay-Freundlich et surtout Miss M. G. Adam (1948, 1952, 1955), ont procédé à des séries d'observations interférométriques d'un certain nombre de raies d'absorption, au centre et en différents points du disque solaire.

Une fois que l'on a éliminé les effets de la rotation du soleil autour de son axe, et de la vitesse relative du soleil par rapport à la terre (due à l'ellipticité de l'orbite terrestre) il reste, entre les valeurs des longueurs d'onde mesurées, et leur valeur au laboratoire (dans le vide), un résidu systématique dont la figure 1 reproduit les caractéristiques essentielles. Il faut remarquer que ces résidus sont très faibles, (une dizaine de milliangströms) et que par conséquent leur interprétation devra être menée avec une grande précision.

Un fait évident sur la figure 1 est que le décalage vers le rouge va en croissant lorsque l'on passe du centre au bord du disque solaire. La loi de variation n'est pas une loi en : cos θ (trait pointillé) mais est bien plus proche d'une loi en : sec θ. Or l'effet Einstein doit être indépendant de la position sur le disque solaire. Nous devons donc *a priori* être certains que d'autres phénomènes, en addition à l'effet Einstein lui-même, devront être invoqués, comme l'a d'ailleurs noté Miss Adam dès le début de ses recherches, ainsi que les quelques auteurs qui ont examiné ce problème (voir notamment : de Jager (1959), Schröter (1957), Finlay-Freundlich et Forbes (1956)).

Rappelons les principales causes de décalage :

1. L'effet Einstein.

(Einstein (1916). Le champ de gravitation modifie dans l'atmosphère solaire l'échelle de temps de sorte que les raies sont décalées vers le rouge.

Le décalage prévu par la théorie d'Einstein est égal à :

$$(1) \qquad \frac{\Delta\lambda_{(E)}}{\lambda} = \frac{\Delta\psi}{c^2} = 2.12\ 10^{-5},$$

$\Delta\psi \simeq \frac{GM}{R}$ est la différence de potentiel gravitationnel entre le soleil et la terre. Le signe + correspond ici à un décalage vers les grandes longueurs d'onde.

Ce décalage relativiste est important (pour un rayonnement de longueur d'onde $\lambda = 5000$ Å, il correspond en effet à un décalage de $5\ 10^6 . 2{,}12\ 10^{-5} = 10{,}6$ mÅ) mais ce décalage est *constant* tandis que l'observation a montré avec certitude que les décalages qu'on observe sont *variables* avec la position considérée sur le disque solaire.

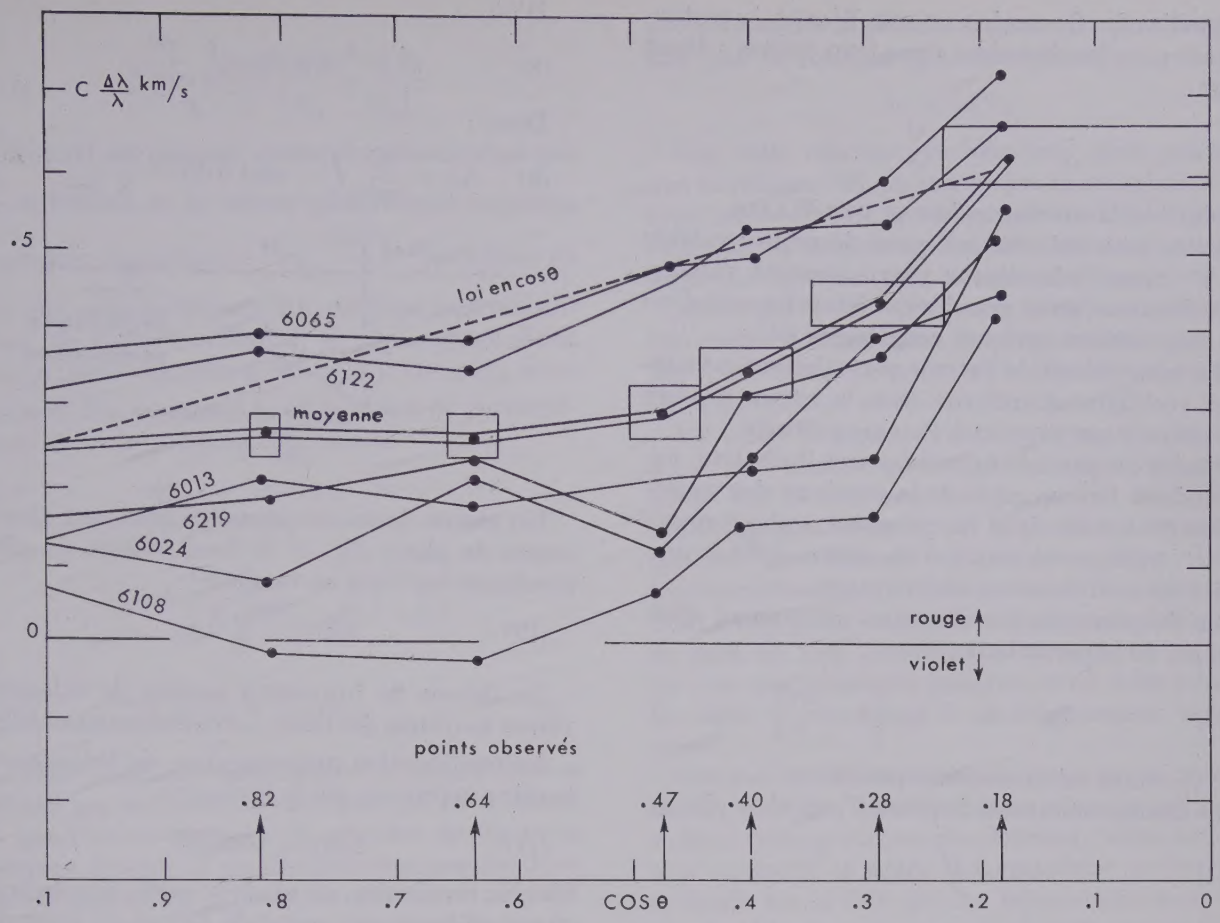

FIG. 1. *La courbe en pointillé, représente à une constante près, une loi en cos θ ; les rectangles matérialisent les limites de la précision des mesures. La moyenne correspond non aux 6 raient de la figure mais à l'ensemble des raies mesurées par Miss Adam.*

2. L'EFFET LINDHOLM.

Dans un champ de pression, les largeurs des niveaux d'énergie des atomes, ainsi que leur position, sont modifiées d'autant plus que la pression gazeuse est plus forte.

La théorie de cet effet a été faite par LINDHOLM (1941) et nous en reproduisons ci-dessous l'essentiel d'après le traité de WOOLLEY et STIBBS (1951, pp. 59 et 99) (voir aussi PECKER-SCHATZMAN (1960, pp. 85 et 59)).

Considérons un atome perturbé par le passage d'un autre atome. La figure 2 (schématique) (d'après WOOLLEY et STIBBS) montre que l'énergie de l'électron correspondant aux deux niveaux (inférieur et supérieur) d'une transition donnée, est modifiée par la présence de l'atome perturbateur et ce d'autant plus que le niveau est plus élevé pour les actions à distance (voir remarques nos 1 et 2 ci-dessous). La fréquence du rayonnement est donc diminuée (ν plus petit) lorsque la pression s'élève. Quantitativement, on peut raisonner comme suit :

Soit ν_∞ la fréquence du rayonnement émis ou absorbé par un atome non perturbé (ou bien $\omega_\infty = 2\pi\nu_\infty$, la pulsation correspondante).

Les forces agissant entre les deux atomes sont

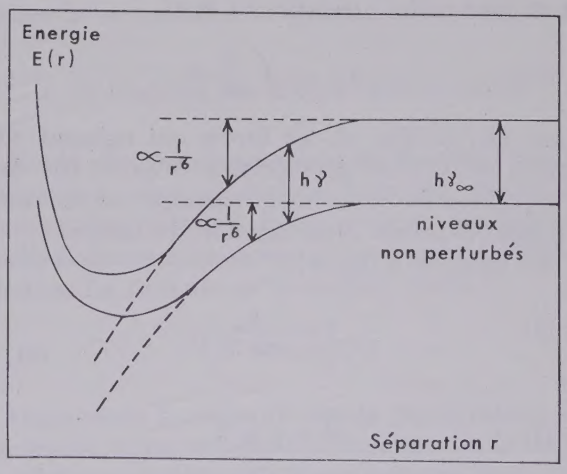

FIG. 2.

supposées des forces de VAN DER WAALS, la perturbation pour les distances « pas trop petites » étant alors :

$$\Delta\nu = \frac{C}{r^6}. \tag{2}$$

où C est la constante de VAN DER WAALS.

Cette loi a été critiquée pour de petites valeurs de r ; nous l'admettrons provisoirement valable, aux distances assez grandes qui interviennent dans les interactions optiques considérées ici.

Le mouvement de l'atome perturbateur est supposé rectiligne et uniforme avec la vitesse relative moyenne v par rapport à l'atome perturbé.

Ceci n'est pas une hypothèse très limitative, car il faudrait tenir compte de la courbure des trajectoires seulement dans les processus à chocs réels ; ici le « passage » lointain d'un atome suffit à produire les modifications en fréquence.

La fréquence de l'oscillateur à un moment quelconque de la perturbation est :

$$\nu = \nu_\infty - \Delta\nu = \nu_\infty \left[1 - \frac{\Delta\nu}{\nu}\right], \tag{3}$$

$\Delta\nu/\nu$ étant ici un nombre positif.

Le changement total de phase [1] est alors (fig. 3).

$$\Delta\varphi = \int \Delta\nu \, dt, \tag{4}$$

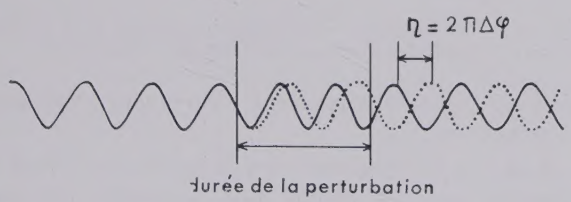

FIG. 3.

et on peut écrire : (relations 4 et 2).

$$\Delta\varphi = \int \frac{C}{r^6} \, dt, \tag{5}$$

dans l'hypothèse où les forces qui agissent sont égales aux forces de VAN DER WAALS. Or, dans l'hypothèse du mouvement rectiligne et uniforme, on peut exprimer r en fonction du temps.

En effet, on a (fig. 4).

$$r = \frac{\rho}{\cos\theta}, \tag{6}$$

et :

$$vt = \rho \operatorname{tg}\theta. \tag{7}$$

(1) Certains auteurs ont utilisé la notation : $\eta = 2\pi\Delta\varphi$.

D'où

$$dt = \frac{\rho}{v} d(\operatorname{tg}\theta) = \frac{\rho}{v} \frac{d\theta}{\cos^2\theta}. \tag{8}$$

Donc :

$$\Delta\varphi = \frac{2C}{v\rho^5} \int_0^{\pi/2} \cos^4\theta \, d\theta = \frac{3\pi}{8} \frac{C}{v\rho^2}. \tag{9}$$

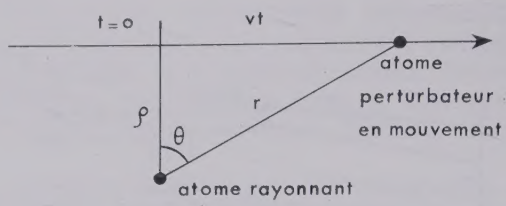

FIG. 4.

Un atome donné est soumis à plusieurs changements de phase $\Delta\varphi_i$, et la modification de phase résultante est alors au temps t :

$$\Delta\Phi(t) = \sum_i \Delta\varphi_i. \tag{10}$$

La théorie de LINDHOLM permet de calculer la valeur moyenne des effets des collisions successives :

La modification moyenne $\overline{\Delta\nu}_{(L)}$ de fréquence de la raie s'exprimera par la formule :

$$\overline{\Delta\nu}_{(L)} = v N \bar{\sigma} \overline{\Delta\Phi}, \tag{11}$$

où $vN\bar{\sigma}$ représente, en quelque sorte, le nombre de chocs efficaces par unité de temps, $\bar{\sigma}$ étant leur section moyenne (liée à ρ par la relation $\sigma = \pi\rho^2$), N le nombre d'atomes par centimètre cube, et où $\overline{\Delta\Phi}$ est en quelque sorte une « moyenne » des effets des différentes perturbations successives.

La quantité $\bar{\sigma}.\overline{\Delta\Phi}$, objet de la théorie de LINDHOLM, peut être calculée grâce à la formule suivante (démontrée notamment dans WOOLLEY-STIBBS, 1951, avec des notations légèrement différentes des nôtres).

$$\bar{\sigma}\overline{\Delta\Phi} = K \left(\frac{C}{v}\right)^{2/5}, \tag{12}$$

où la constante K est égale à :

$$K = \frac{3^{2/5}}{8^{2/5}} \pi^{4/5} \Gamma\left(\frac{3}{5}\right) \cos\frac{3\pi}{10}. \tag{13}$$

Il vient alors :

$$\overline{\Delta\nu}_L = K v^{3/5} C^{2/5} N. \tag{14}$$

On peut transformer cette équation comme suit : On a

$$N = \frac{p}{kT}, \tag{15}$$

et :

$$(16) \qquad v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi}\left(\frac{1}{M_1}+\frac{1}{M_2}\right)}.$$

(Notons en passant que cette vitesse n'est pas très différente de la vitesse quadratique moyenne d'agitation thermique $v = \sqrt{\frac{2kT}{m_H}}$). On admet en effet que seuls les atomes d'hydrogène sont responsables de l'effet LINDHOLM, la photosphère étant pratiquement un milieu neutre (1). On peut donc exprimer $\overline{\Delta\nu}_L$ comme $\overline{\Delta\lambda}_L$ en fonction de la température et de la pression. On obtient :

$$(17) \qquad \overline{\Delta\nu}_{(L)} = AC^{2/5}\, pT^{-7/10}$$

avec

$$A = K\left[\frac{8R}{\pi}\left(\frac{1}{M_1}+\frac{1}{M_2}\right)^{3/10}\right]\frac{1}{k}$$

et :

$$(18) \qquad \Delta\lambda_{(L)} = \frac{\lambda^2}{c}\Delta\nu_{(L)}.$$

L'effet LINDHOLM dans le spectre solaire doit se traduire par un *rougissement* d'autant plus accentué que l'on se trouve à de grandes profondeurs effectives, lorsque la pression est plus grande, donc plus au centre qu'au bord, et par suite ne peut rendre compte seul des observations de Miss ADAM ; encore faut-il en tenir compte de façon correcte et non approchée.

Remarque n° 1. — Si la loi de VAN DER WAALS était remplacée par une loi en Cr^{-n} au lieu de Cr^{-6}, le changement de fréquence serait exprimé par la formule :

$$(17\text{ bis}) \qquad \overline{\Delta\nu}_{(n)} = k_n\, pC^{\frac{2}{n-1}}(kT)^{-\frac{n+1}{2(n-1)}}\left(\frac{1}{N_{AV}\,m_1}+\frac{1}{N_{AV}\,m_2}\right)^{\frac{n-3}{2(n-1)}}$$

avec

$$(18\text{ bis}) \qquad k_n = 2^{\frac{3n-8}{2(n-1)}}\pi^{\frac{8-1}{2(n-1)}}\left[\int_0^{\pi/2}\cos^{n-2}\theta\, d\theta\right]^{\frac{2}{n-1}}\int_0^{\infty} x\sin\left(\frac{1}{x^{n-1}}\right)dx.$$

On voit qu'un caractère essentiel, *indépendant de l'exposant n*, se conserve d'une valeur de n à l'autre. Ce caractère est le fait que l'effet des collisions sur la fréquence de la raie est directement *proportionnel à la pression gazeuse*. On peut l'exprimer par la relation générale suivante :

$$\Delta\nu \propto pf(T).$$

Une telle relation est beaucoup plus générale que la relation (2), ou même que toute relation du type $\Delta\nu \sim r^{-n}$, où n est une constante. En particulier, cette relation est valable dans les cas envisagés par SPITZER (voir ci-dessous remarque n° 2).

Remarque n° 2. — SPITZER (1950) a remarqué que l'effet des collisions peut se traduire par un déplacement *vers le violet*, en contradiction avec la théorie ci-dessus, due à LINDHOLM.

En effet, la figure 2 nous montre que la loi : $\Delta\nu = c/r^6$ n'est plus valable lorsque r est assez petit. La loi qui exprime $\Delta\nu$ prend une forme beaucoup plus compliquée, impossible à représenter par une formule simple susceptible d'être traitée aisément par le raisonnement de LINDHOLM. Pour r très petit, on a même une loi très différente de celle de VAN DER WAALS, avec $\Delta\nu = -c/r^n$, où c est une constante positive, et où n est positif, Le signe — correspond à un déplacement vers le violet.

SPITZER déduit de cette remarque que la combinaison de l'effet EINSTEIN et de celui des collisions suffit à l'interprétation des données ; cette conclusion contredit la nôtre. La remarque de SPITZER se fonde sur le fait que les interactions avec des atomes d'hydrogène ne se font pas suivant la loi de VAN DER WAALS, l'atome perturbateur pénétrant à l'intérieur des orbites les plus excitées. La théorie de LINDHOLM ne serait alors valable que pour les raies de résonance. Ce point est très critique en ce qui concerne l'interprétation finale, car il changera la valeur des champs de vitesse déduits de la comparaison entre la théorie et l'expérience. Nous en réservons la discussion à une étape ultérieure de ce travail.

3. L'ANALYSE DE FINLAY-FREUNDLICH.

Guidé par des observations de décalage vers le rouge des raies spectrales dans les étoiles B, FINLAY-FREUNDLICH (1954) propose une formule de décalage tenant compte des interactions photon-photon. La formule qu'il suggère s'écrit :

$$(19) \qquad \frac{\Delta\lambda_{(P)}}{\lambda} = -AT^4\, l.$$

Dans cette formule, T est la température du champ de rayonnement, l est la longueur de trajet parcouru par les photons dans le champ de rayon-

(1) M_1 et M_2 représentent les masses molaires des particules en interaction ($M_1 = M_H$, $M_2 \gg M_H$). On a bien entendu $M_H = N_{AV}\, m_H$, N_{AV} étant le nombre d'Avogadro.

nement. Signalons incidemment que FINLAY-FREUNDLICH utilise cette formule pour expliquer la récession apparente des galaxies lointaines. Remarquons également qu'elle est indépendante des influences gravitationnelles, et n'exclut en aucun cas l'effet EINSTEIN.

De l'aveu de FINLAY-FREUNDLICH lui-même, cette loi n'a qu'un caractère préliminaire, en l'absence d'une théorie complète des interactions photon-photon. Il en tire cependant un excellent accord avec les observations solaires.

Pour ce faire, il admet que l'on a :

$$l = l_0 \sec \theta, \tag{20}$$

où l_0 est l'épaisseur normale des régions traversées. De plus, il remplace la quantité T^4, à une constante près, par l'intensité du champ de rayonnement I_λ (θ), et utilise, pour effectuer les calculs, les valeurs de l'assombrissement mesurées (FINLAY-FREUNDLICH, FORBES, 1959).

Quelles que soient par ailleurs les justifications apportées par FINLAY-FREUNDLICH à cette théorie, nous pensons qu'elle est difficile à justifier dans le cas en question. En effet, entre le centre et le bord, si l'on tient compte de la variation d'intensité, alors le rayonnement ne vient plus de la même couche, et c'est naturellement l_0 qui diminue quand on passe du centre au bord. On pourrait à la rigueur (c'est implicite dans l'écriture de l'équation (19)) utiliser un modèle schématique du genre « photosphère rayonnante et couche renversante absorbante ». Mais alors, la quantité T^4 devra être prise constante sur le disque. On sait d'ailleurs à quel point cette représentation (SCHUSTER-SCHWARZSCHILD) est mauvaise dans d'autres cas. Nous estimons donc, indépendamment de l'idée physique représentée par la formule (19), que l'application de cette formule au cas solaire, comme elle a été faite dans les ouvrages cités, n'est pas correcte, et nécessiterait une étude nouvelle, tenant compte de la complexité du problème de transfert. Pour cette raison, nous ne pouvons envisager ici d'en tenir compte dans notre discussion.

Nous reviendrons plus loin cependant sur certains aspects des articles de FINLAY-FREUNDLICH et de ses collaborateurs, relatifs à la description, sans interprétation, des mesures.

4. EFFETS DOPPLER DE TOUTE NATURE.

Un champ de vitesses dans l'atmosphère solaire aura naturellement pour effet des déplacements de raies dus à la superposition des effets DOPPLER-FIZEAU produits par les mouvements locaux.

Rappelons que le déplacement de longueur d'onde dû à un mouvement de matière dont la composante de la vitesse le long de la ligne de visée est v, est égal à :

$$\frac{\Delta\lambda_{(D)}}{\lambda} = \frac{v}{c}. \tag{21}$$

a) Les premiers mouvements à considérer sont la *rotation* du soleil autour de son axe, et la *vitesse relative de la terre* par rapport au soleil. Ils sont bien connus et leurs effets ont été éliminés des mesures de Miss ADAM.

b) Un mouvement général continu et uniforme de matière en tous les points de la surface solaire, et suivant une direction *radiale*, a été envisagé par St JOHN (1928),

St JOHN tire son argumentation du fait que $\Delta\lambda/\lambda$ observé, après correction pour tenir compte de l'effet EINSTEIN, ne dépend plus de la longueur d'onde.

Mais la loi de variation centre-bord de ces $\Delta\lambda/\lambda$ devrait être alors en cos θ, qu'il s'agisse de mouvements vers le haut ou vers le bas. Cette loi ne pouvait être mise en évidence par St JOHN, qui n'utilise que deux positions (centre, bord) sur le disque solaire. Miss ADAM a montré (fig. 1) que la loi observée est trop différente de la loi en cos θ pour que l'interprétation par de simples courants radiaux soit valable ; la loi expérimentale se rapproche, en fait, beaucoup plus d'une loi en sec θ. De plus, s'il s'agissait de courants uniformes identiques en tous points de la surface solaire, les vitesses observées conduiraient à une variation très rapide de la masse solaire.

c) L'argument essentiel de St JOHN reste cependant valable, mais il faut faire appel à un champ de vitesses plus compliqué.

La première idée possible est d'envisager des mouvements *non-radiaux*. Cette idée a récemment été discutée par FORBES (1960). Nous ne l'étudierons pas ici.

Notons toutefois que ces effets non-radiaux peuvent difficilement être compris : il faudrait que les mouvements d'éloignement ne soient pas composés par les mouvements d'approche : ceci ne nous semble concevable que dans l'hypothèse d'un effet de rugosité optique ou géométrique superposé aux mouvements non-radiaux. En l'absence d'un modèle convaincant de mouvements non-radiaux, nous avons limité (voir ci-dessous) la discussion des effets de rugosité aux mouvements radiaux ; mais il nous semble que leur étude dans le cas des mouvements non-radiaux est essentielle.

d) Les implications diverses d'une *structure*

hétérogène de la photosphère doivent entrer en ligne de compte.

Si l'on considère des éléments chauds ascendants et des éléments froids descendants, dans un mouvement assurant la conservation de la masse, un effet *différentiel* peut venir du fait que les raies spectrales correspondant aux éléments chauds, et déplacées vers le violet, sont d'un « poids » nettement plus fort que les raies correspondant aux éléments froids en raison de l'augmentation de l'intensité avec la température. Par suite le déplacement vers le rouge doit l'emporter au bord du disque, l'effet s'annulant vers le centre du disque. Une loi en cos θ serait à prévoir si l'on admettait que la vitesse est indépendante en première approximation de la profondeur ; c'est notamment ce qui résulte des calculs de Schröter (1955, 1957). Cet effet, même si on doit évidemment en tenir compte, risque donc d'être insuffisant.

e) La loi en cos θ peut être modifiée par l'intervention des *effets de « rugosité »*. On sait que Redman (1943) avait proposé un modèle où les couches *isobares* seraient affectées d'un certain relief (effet de rugosité « géométrique »). Le modèle de Redman a été envisagé par Lefevre et Pecker (1961) sous une forme différente. Ces auteurs considèrent que la profondeur optique $\tau = 1$ n'est pas atteinte aux mêmes profondeurs géométriques dans les colonnes chaudes et froides. Sans invoquer aucun écart à l'équilibre hydrostatique, ils montrent donc que les couches de *profondeur optique égale à l'unité*, en un point quelconque de la surface solaire, sont affectées d'un certain « relief » (effet de rugosité « optique »). Pour interpréter les variations centre-bord des intensités centrales d'un certain nombre de raies de Fraunhofer, ils sont donc amenés à considérer que les colonnes froides camouflent les colonnes chaudes au bord du soleil et par suite il peut se produire une combinaison des vitesses radiales ascendantes et descendantes différente de celle que propose Schröter, le rougissement vers le bord étant alors moins accentué que dans une loi en cos θ (contrairement aux observations d'ailleurs : mais il s'agit d'abord de dénombrer les phénomènes dont l'ordre de grandeur pourrait être suffisant pour qu'il faille en tenir compte).

Nous essaierons, au chapitre II, d'évaluer les effets de la rugosité.

Il importe, à ce moment de notre analyse, de rappeler les phénomènes observés à interpréter, et les phénomènes physiques qui en sont peut-être responsables.

Finlay-Freundlich et Forbes (1956) ont rassemblé les phénomènes observés grâce à une formule très simple et qui facilite grandement la discussion :

$$\Delta\lambda = \mathrm{X}_{\text{raie}} + \Delta\lambda_i \, f(\theta). \tag{22}$$

La fonction $f(\theta)$ varie très sensiblement comme sec θ : elle est destinée à représenter l'expression l/l_0 (voir ci-dessus § 3), lorsqu'on doit tenir compte de la sphéricité des couches absorbantes ; nous la considèrerons simplement comme une fonction tabulée qui représente bien les observations, et oublierons provisoirement la signification physique que lui donnent Finlay-Freundlich et Forbes.

Le fait remarquable, noté par la plupart des auteurs, c'est que $\Delta\lambda_i \, f(\theta)$ est pratiquement indépendant du choix de la raie, alors que X y est très sensible : en raison des différences d'intensité de la raie, selon Miss Adam (1955), en raison de leur profondeur de formation, selon Finlay-Freundlich et Forbes (1956*b*). D'ailleurs, ces deux effets agissent statistiquement de la même façon, les raies les plus intenses étant en général les plus superficielles.

Une analyse fine des valeurs de $\Delta\lambda_i$ faisant intervenir un très grand nombre des raies mesurées par Adams en deux points du disque (c'est assez si on estime $f(\theta)$ suffisamment connue par les mesures de Miss Adam) a été faite par Finlay-Freundlich et Forbes. Elle conduit à deux conclusions : tout d'abord, c'est la quantité $\dfrac{\Delta\lambda_i}{\lambda_i}$ et non la quantité $\Delta\lambda_i$ qui est la même pour les raies de même nature (même élément, même potentiel d'excitation) et qui dépend au contraire de la profondeur de formation de la raie. Il est à noter que les effets Einstein, Finlay-Freundlich et Doppler ont la même propriété ; ce n'est pas le cas de l'effet Lindholm. Mais peut-on assurer que cet effet est établi de façon indiscutable ? et d'autre part, nous savons que si effet Lindholm il y a, il n'est responsable que d'une partie des effets observés.

Cette influence de la profondeur de la raie est impossible à comprendre avec l'effet Einstein seul. En revanche, les effets Lindholm ou Spitzer (qui dépendent de la pression) l'effet Finlay-Freundlich (qui dépend de la profondeur traversée par le rayonnement, et de la température du rayonnement), et sans doute aussi les effets Doppler (dont c'est bien évidemment une schématisation simpliste que de les supposer indépendants de la profondeur) permettent tous de comprendre pourquoi, effectivement, la profondeur de la raie peut avoir une influence systématique.

Le tableau I rassemble les phénomènes observés, et les interprétations qui peuvent en rendre compte. On voit que, pourvu que les ordres de grandeur soient convenables (ce que nous verrons dans la suite), presque tous les phénomènes sont nécessaires, mais non point suffisants : l'incertitude sur les effets des mouvements non radiaux, et sur ceux des collisions est trop grande pour que notre conclusion puisse être actuellement considérée comme définitive.

Mettant à part l'effet FINLAY-FREUNDLICH, dont le moins qu'on puisse dire est que, suggestion très intéressante, elle ne repose pas encore sur une théorie physique suffisante, et l'effet DOPPLER, dontles implications dépendent du champ de vitesses dans l'atmosphère solaire, on devrait pouvoir calculer avec précision l'effet EINSTEIN, et l'effet LINDHOLM-SPITZER. Notre thèse sera donc centrée d'abord sur l'effet LINDHOLM qui, jusqu'ici n'a été traité qu'avec une précision très limitée. Nous résoudrons une partie du problème, laissant en suspens le problème du calcul de l'effet SPITZER (atomes proches) en valeur absolue, sa variation entre le centre et le bord étant, elle, calculée. Puis notre travail se terminera par des considérations sur l'effet de rugosité appliqué à des champs radiaux de vitesses, et montrant que l'ordre de grandeur de cet effet est tel qu'il importe de ne pas le négliger dans des études ultérieures. Nous laisserons à d'autres en revanche le soin de compléter ces recherches, en vue d'en déduire avec précision le *champ des vitesses photosphériques*, qui devrait en être la conclusion logique.

TABLEAU I

PHÉNOMÈNES		COMPORTEMENT	IMPLICATIONS
Déplacement vers le rouge au centre du disque : X_i.	*a*	Dépend de la raie (peut-être par son intensité ?)	E inadéquat. L S F D permettent de comprendre, R qualitativement.
Variations du rougissement entre le centre et le bord solaires : $\Delta\lambda_i\ f(\theta)$.	*b*	Existence de ces variations.	E inadéquat.
	c	Variations indépendantes de la raie, en première approximation.	Dues à ce que le phénomène primaire est une variation de quantité physique avec la profondeur : $p(\tau) : [L, S]$; $T(\tau) : [F]$.
	d	Loi de variation en $\sim \sec\theta$ (approx^t.).	E + L + DR + R insuffisants. S ; F ? ;DNR ? peuvent convenir (qual^t.) (voir texte).
	e	Excès de rougissement au bord p. r. à l'effet Einstein.	E + S + DR + R insuffisants. L, F conviendraient (qual^t.) DNR ?
Comportement différentiel de la variation centre-bord du rougissement : $\frac{\Delta\lambda_i}{\lambda_i}$.	*f*	$\frac{\Delta\lambda_i}{\lambda_i}$ indépendant de la raie, pour raies de même nature (même élément, même excitation).	L, S inadéquats. F, E, D conviennent.
	g	$\frac{\Delta\lambda_i}{\lambda_i}$ fonction de la profondeur de formation de la raie (?).	Voir *a*, ci-dessus.

Symboles. — E : effet Einstein ; L : effet Lindholm ; S : effet Spitzer ; F : effet Finlay-Freundlich ; D : effets Doppler ; DR : effets radiaux sans considération de rugosité ; RO : effet de rugosité optique ; RG : effet de rugosité géométrique appliqué à des mouvements radiaux ; DNR : effets non-radiaux, compte tenu de la rugosité.

CHAPITRE 1

L'effet Lindholm

1. *Calcul de l'effet Lindholm en fonction de la profondeur dans l'atmosphère solaire.*

La formule démontrée par Lindholm et citée dans le chapitre d'introduction (formule 17) est entièrement calculable pour une raie donnée, et pour un modèle solaire donné.

Les constantes physiques relatives aux raies utilisées (un des groupes de raies de Miss M. G. Adam (1952)) sont rassemblées dans le tableau II. Les 6 raies du tableau II ont été choisies comme typiques (elles ne comportent pas les cas extrêmes) des différents comportements mis en évidence par Miss Adam.

TABLEAU II

λÅ	Identification	μ	Transitions	Potentiels d'excitation *bas*	Potentiels d'excitation *haut*	$\chi_{ion}-\chi_{exc}$ (*volts*)	C. de van der Waals	Log $gf\lambda A$
6013.50	Mn	55	$z^6\ P^0 - e^6\ S$	3.06	5.11	4.37	$4.97\ 10^{-33}$	$\bar{1}1.01$
6024.07	Fe	56	$y^3\ F^0 - f^5\ G$	4.53	6.58	3.47	6.26 »	$\bar{9}.15$
6065.50	Fe	56	$b^3\ F - y^3\ F^0$	2.60	4.63	5.30	4.10 »	$\bar{1}1.65$
6108.13	Ni	59	$b^1\ D - z^3\ D^0$	1.67	3.69	5.96	3.65 »	$\bar{1}3.72$
6122.23	Ca	40	$4^4\ P^0 - 5^3\ S$	1.88	3.89	4.23	5.14 »	$\bar{9}.28$
6219.29	Fe	56	$a^5\ P - y^5\ D^0$	2.19	4.17	5.73	3.79 »	$\bar{1}2.49$
				(volts)				

Les potentiels d'excitation et la constante de van der Waals varient d'une raie à l'autre. Le calcul de cette constante a été fait en utilisant la formule approchée :

$$(23) \qquad C = 1.61\ 10^{-33} \left(\frac{13{,}5\ Z}{\chi_{ion}-\chi_{exc}}\right),$$

où Z est égal à 1 pour les atomes neutres (Unsöld, 1955, p. 333). D'autres expressions approchées ont été données notamment par Woolley-Stibbs (p. 199), Ambartsumian (p. 142), Aller (p. 249) ; elles conduisent à des ordres de grandeur voisins et reposent toutes sur des approximations « hydrogénoïdes » de l'atome étudié.

Par ailleurs, la constante K des formules (13), (18), etc... est égale à : $K = 0.981$.

Les autres constantes utiles sont :

$R = 8.312\ 10^7$ cgs,

$k = 1.38\ 10^{-16}$ cgs avec $R/k = N_{AV}$.

$\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \sim 1\ (M_2 \gg M_1)$ 1 : hydrogène, 2 : métal.

Dans $\Delta\nu$, le terme indépendant de la raie est lié aux constantes physiques locales, température et pression.

Pour le calcul dans l'atmosphère solaire, il importe donc d'adopter un modèle de cette atmosphère. Le modèle utilisé est le modèle compilé par

TABLEAU III

h (km)	T_e	Log p	Log p_e	$\varkappa_{5000}$	τ_{5000}
$+\infty$	4300				
+ 361	4330	2.00	$\bar{2}.26$	0.001	0
+ 148	4460	3.00	$\bar{1}.20$	0.007	0.0001
— 65	4730	4.00	0.16	0.053	0.011
— 155	4900	4.40	0.54	0.108	0.056
— 202	5070	4.60	0.78	0.159	0.129
— 251	5390	4.80	1.04	0.222	0.294
— 251	5390	4.80	1.04	0.222	0.294
— 304	5870	5.00	1.41	0.346	0.672
— 332	6240	5.10	1.70	0.587	1.11
— 363	6990	5.20	2.26	1.38	2.19
— 398	7750	5.30	2.82	3.85	6.09
— 418	8000	5.35	3.02	5.70	10.3

Minnaert (1952) et reproduit dans le tableau III. Nous discuterons dans une publication ultérieure l'influence du choix du modèle sur le résultat.

Le tableau IV fournit pour les six raies étudiées

TABLEAU IV

(La table donne $\Delta\lambda_L$ en dmÅ).

τ_{50000}	p	1 Mn 6013	2 Fe 6024	3 Fe 6065	4 Ni 6108	5 Ca 6122	6 Fe 6219
—	—	—	—	—	—	—	—
.011	$1.00\ 10^4$	.86	.95	.81	.78	.90	.82
.046	2.22	1.86	2.05	1.75	1.70	1.96	1.79
.106	3.56	2.92	3.22	2.76	2.67	3.08	2.81
.223	5.37	4.28	4.71	4.03	3.90	4.51	4.11
.396	7.50	5.76	6.34	5.42	5.25	6.06	5.53
.606	9.48	7.06	7.77	6.65	6.43	7.43	6.77
.844	11.17	8.10	8.91	7.63	7.38	8.53	7.77
1.11	12.68	8.95	9.86	8.43	8.16	9.43	8.59
1.83	15.11	10.0	11.0	9.44	9.13	10.5	9.61
3.55	17.92	11.2	12.4	10.6	10.2	11.8	10.8
6.40	20.12	12.2	13.4	11.5	11.1	12.9	11.7
9.90	22.19	13.2	14.6	12.5	12.1	13.9	12.7

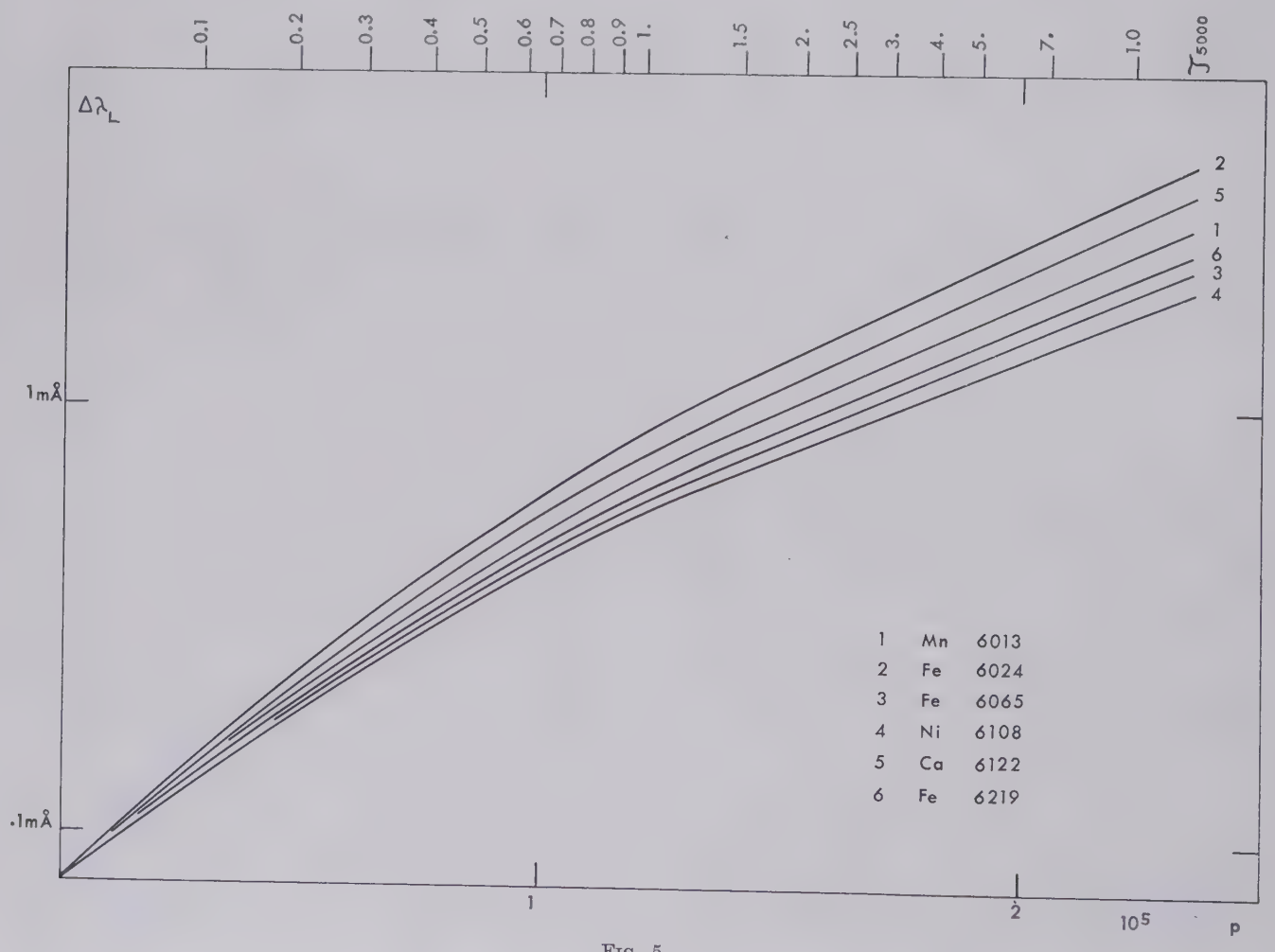

Fig. 5.

les variations de l'effet LINDHOLM $\Delta\lambda_L$ en fonction de la profondeur dans l'atmosphère solaire.

Les courbes de la figure 5 reproduisent ces variations ; on voit que l'effet LINDHOLM dépend considérablement de la profondeur, étant avant tout proportionnel à la *pression*.

L'effet LINDHOLM observé résulte d'une combinaison des effets LINDHOLM se produisant aux différentes profondeurs. Il s'agit d'un problème de transfert compliqué correspondant à la formation d'une raie spectrale, lorsque le coefficient d'absorption est « déplacé » aux différentes profondeurs de façons différentes. Ce problème est similaire à celui qui se produit dans l'atmosphère des céphéides, si la vitesse d'expansion dépend de la profondeur, ou à celui qui a été envisagé quali-

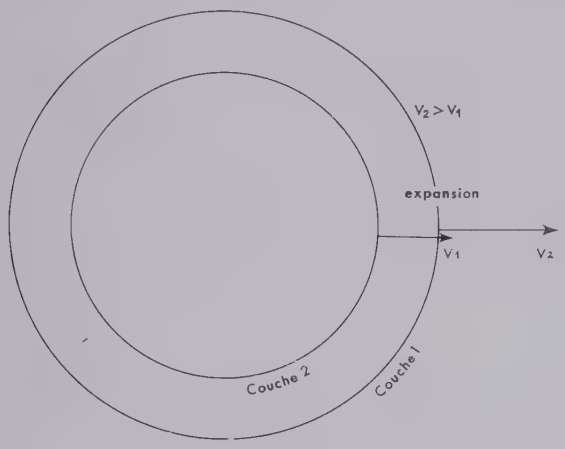

FIG. 6.

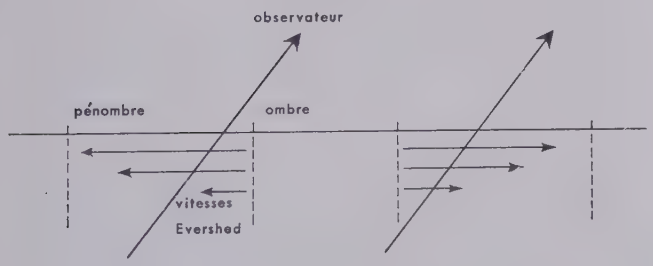

FIG. 7.

tativement par SERVAJEAN (1961) dans le voisinage des taches solaires, où l'effet EVERSHED dépend également de la profondeur (fig. 6 et 7).

Nous résoudrons d'abord rigoureusement ce problème au voisinage du centre de la raie.

2. *Le problème de transfert.*

En chaque point de la raie et au centre du disque solaire, on peut écrire :

$$(24) \qquad I_{r\nu} = \int_0^\infty S_{r\nu}\, e^{\tau_{r\nu}}\, d\tau_{r\nu},$$

où I est l'intensité, $S_{r\nu}$ la fonction source du rayonnement et $\tau_{r\nu}$ la profondeur optique. La figure 8 rassemble les différentes définitions relatives à la raie. Il est commode, au centre de la raie de calculer directement la quantité $I_{r0} - I_{r\nu} = \delta I$ en raison des erreurs qu'entraînerait le calcul de la différence de deux quantités de même ordre de grandeur calculées séparément.

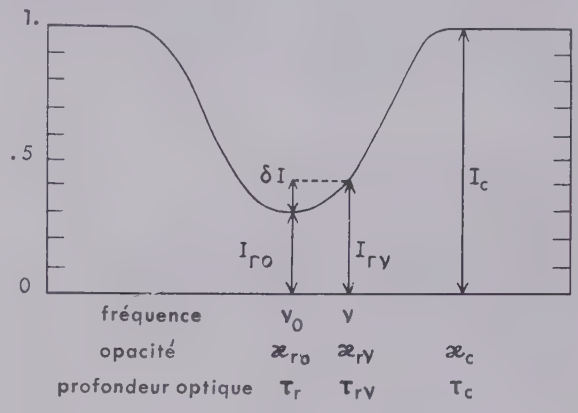

FIG. 8.

Écrivons :

$$(25) \quad \delta I = \int_0^\infty S_{r0}\,(\tau_{r0})\, e^{-\tau_{r0}}\, d\tau_{r0} - \int_0^\infty S_{r\nu}\,(\tau_{r\nu})\, e^{-\int_0^{\tau_{r0}} \frac{\varkappa_\nu}{\varkappa_{r0}} d\tau_{r0}} \frac{\varkappa_{r\nu}}{\varkappa_{r0}}\, d\tau_{r0}.$$

Nous admettrons (non seulement cela ne doit pas retirer de généralité au résultat, mais encore cela est probablement vrai dans le cas de nos raies assez fortement excitées) que (26).

$$(26) \qquad S_{r\nu} = S_{r0} = B_\nu\,(\text{Tel}).$$

où B_ν désigne la fonction de PLANCK.

Cette équation exprime l'équilibre thermodynamique local ; on a donc :

$$(27) \quad \delta I = \int_0^\infty B \left[e^{-\tau_{r0}} - \frac{\varkappa_{r\nu}}{\varkappa_{r0}}\, e^{-\int_0^{\tau_{r0}} \frac{\varkappa_\nu}{\varkappa_{r0}} d\tau_{r0}} \right] d\tau_{r0},$$

ou encore :

$$(28) \quad \delta I = \int_0^\infty B e^{-\tau_{r0}} \left[1 - \frac{\varkappa_{r\nu}}{\varkappa_{r0}}\, e^{+\left(\tau_{r0} - \int_0^{\tau_{r0}} \frac{\varkappa_\nu}{\varkappa_{r0}} d\tau_{r0}\right)} \right] d\tau_{r0}.$$

La difficulté vient naturellement ici de la complexité de la quantité :

$$(29) \qquad \tau_{r\nu} = \int_0^{\tau_{r0}} \frac{\varkappa_{r\nu}}{\varkappa_{r0}}\, d\tau_{r0},$$

qui fait intervenir les décalages LINDHOLM $\Delta\lambda_L$.

En un point de l'atmosphère, si l'on admet que le *profil de la raie est dû uniquement à l'élargissement Doppler et aux décalages Lindholm* (ceci en tous cas est vrai en toute généralité dans les régions centrales de la raie, où nous travaillons), nous pourrons étudier le nouveau profil de la raie, décalée par effet LINDHOLM de la façon suivante :

— Le rapport entre le coefficient d'absorption dans la raie, lequel vaut $\varkappa_{r0}$ au centre théorique de la raie, et sa valeur à la fréquence ν doit valoir :

$$\frac{\varkappa_{r\nu}}{\varkappa_{r0}} = e^{-x^2}. \tag{30}$$

avec :

$$x = \frac{D\lambda - \Delta\lambda_{(L)}}{\Delta^*\lambda_D}. \tag{31}$$

Rappelons ici sommairement la signification de chacun des termes qui apparaissent dans cette expression :

$\Delta\lambda_{(L)}$ représente le décalage LINDHOLM.

$\Delta^*\lambda_{(D)}$ représente la largeur DOPPLER [1] due aux micromouvements, thermiques ou non.

$D\lambda$ indique le point de la raie que nous considérons.

$\Delta\lambda_L$ a été calculé au paragraphe précédent ; $\Delta^*\lambda_D$ est calculé par la formule :

$$\frac{\Delta^*\lambda_{(D)}}{\lambda} = \frac{1}{c}\sqrt{\frac{2kT_{cin}}{m_2}}, \tag{32}$$

où nous avons admis que les mouvements microturbulents sont négligeables à côté des mouvements thermiques ($T_{cin} = T_e$). Cette hypothèse est, on le sait, mauvaise, mais là encore ne devrait pas affecter les résultats, comme nous le verrons dans la discussion.

La quantité $\frac{\varkappa_{r\nu}}{\varkappa_{r0}}$ ainsi calculée, il faut connaître $\frac{\varkappa_{r0}}{\varkappa_c}$ en vue de calculer, pour chaque raie, τ_{r0} en fonction de τ_c.

Ce calcul repose sur la formule classique suivante :

$$\frac{\varkappa_{r0}}{\varkappa_c} = \frac{1}{\varkappa_c}\frac{1.49}{m_H}\frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc\sqrt{2k}} \times Afg\lambda\sqrt{m_2}\frac{1}{\sqrt{T_{cin}}}\frac{p_e}{T^{5/2}}\frac{10^{-(\chi_{ion}-\chi_{exc})\theta}}{U^+} \tag{33}$$

Les coefficients d'absorption continue $\varkappa_c$ sont issus des tables de VITENSE (1951), les valeurs de la fonction de partition U^+ pour les différents atomes sont issus des calculs de CLAAS (1951) par une simple interpolation.

La quantité δI a donc pu ensuite être calculée en détail ; les intégrations nécessaires ont été effectuées graphiquement ; une vérification a été opérée sur IBM 650.

La figure (9) fournit l'allure du « fond » de la raie 6013. On voit que les points sont assez dispersés. Cette dispersion, due à la difficulté des calculs, n'empêche pas, grâce à une parabole déterminée par les moindres carrés, de fixer le « décalage » moyen LINDHOLM $\frac{\Delta\lambda_L}{\lambda_L}$ comparable à l'observation. On trouve $\Delta\lambda_L \sim 0.00015$ Å. Les calculs effectués sur IBM 650 sont groupés dans l'appendice I.

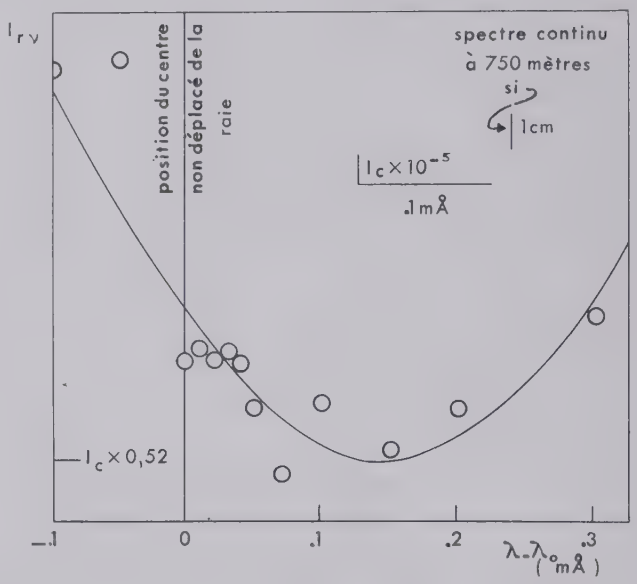

FIG. 9.

Remarquons, pour mettre en évidence le degré de précision obtenu, malgré les difficultés ci-dessus mentionnées, que la figure (9) dans son ensemble est un agrandissement d'une très petite fraction de la figure (8) représentant l'ensemble de la raie : c'est une portion infime du profil, que nous avons reconstruite. Il ne faut pas s'étonner que, regardés en quelque sorte « au microscope », les points calculés de cette portion présentent une certaine dispersion.

3. *La profondeur de formation de l'effet Lindholm.*

Il est hors de doute que les contestations effectuées par SPITZER (1950) (voir ci-dessus, p. 6 bis) ont un grand poids. Si la loi de VAN DER WAALS est

(1) A ne pas confondre avec le décalage dû aux macromouvements $\Delta\lambda_D$, sans astérisque. Cette notation n'est pas classique.

rejetée, et la constante $n = 6$ remplacée par une autre constante, négative, alors les formules sont différentes, mais une chose reste sûre, la quantité $\Delta\nu_L$ (décalage LINDHOLM) est proportionnelle à la pression gazeuse. Cet effet étant dominant, le calcul de $\Delta\nu_L$ reste donc valable, en première approximation (la température joue un peu), à une constante près (notamment au signe près de cette constante). On peut représenter l'effet LINDHOLM par une « profondeur de formation » qui serait indépendante de la constante, et qui pourrait se définir par la relation :

(34) $I_{r\nu}$ minimum pour $D\lambda_m = \overline{\Delta\lambda}_{(L)} K$

$$I_{r\nu} = \int_0^\infty f(K\overline{\Delta\lambda}_L(\tau_L^*))\, d\tau$$

$$= \int_0^\infty f(K\Delta\lambda_L(\tau_c))\, d\tau_c.$$

La valeur de la constante est sans influence sur la valeur de τ_L^*, au premier ordre d'approximation près. Cette valeur de τ_L^* pourrait donc être utilisée pour calculer $\overline{\Delta\lambda_{(L)}}$, quelque soit la théorie (LINDHOLM ou SPITZER) des effets des collisions.

Pour les raies considérées, l'appendice I fournit les valeurs des profondeurs de formation τ_L^*. Dans le cas de la raie 6013 de la figure 9, on trouve $\tau_L^* = 0.06$.

Remarque 1. — Il convient sans doute ici de remarquer que la valeur trouvée pour le déplacement LINDHOLM est très inférieure à la valeur suggérée par Miss ADAM (1948), soit 0,0041 Å pour la moyenne des raies choisies. Il s'en faut, en fait, d'un facteur 30. Cette différence s'explique tout simplement par le choix très mauvais de la profondeur de formation qu'à implicitement fait Miss ADAM. Elle utilise en effet la relation de proportionnalité entre le décalage et l'amortissement, démontrée par LINDHOLM, et les valeurs de l'assombrissement déduites des courbes de croissance. Or ces valeurs correspondent aux ailes des raies, et la « profondeur de formation de l'amortissement » est donc certainement nettement plus grande que la « profondeur de formation de l'effet LINDHOLM » correspondant, elle, au centre de la raie. Bien que nous n'ayons effectué aucun calcul précis (cela n'en vaudrait pas la peine) un rapport 3 est parfaitement plausible entre ces deux profondeurs.

De plus, au facteur 10 est dû sans doute au choix très extrême fait par Miss ADAM des valeurs mesurées de l'amortissement (cent fois la valeur « classique »).

Remarque 2. — Il importerait, à ce stade, de discuter la sensibilité de ces valeurs au choix du modèle, ainsi qu'au choix de la constante K. Que se passe-t-il notamment avec deux modèles différents, l'un correspondant au modèle « chaud » de BÖHM (1954), l'autre correspondant au modèle « froid » de BÖHM ? Cette question a d'autant plus d'importance que la structure hétérogène, décrite par BÖHM dans son modèle affecte, à elle seule, les observations de décalages vers le rouge, comme on le verra dans le chapitre suivant. Ce problème fera l'objet d'une étude publiée ultérieurement.

4. *Variation de l'effet Lindholm entre le centre et le bord du disque.*

Il est facile, à partir des données du tableau V, de savoir comment varie le décalage dû à l'effet LINDHOLM entre le centre et le bord du disque solaire. En effet, si on considère la profondeur de formation le long de la ligne de visée comme indépendante de $\cos\theta = \mu$, la profondeur de formation (radiale) de l'effet LINDHOLM est égale à :

(35) $$\tau_L^* = \tau_L^*(\theta = 0)\cos\theta,$$

et l'effet LINDHOLM est alors égal à :

(36) $$\Delta\lambda_L \sim \Delta\lambda(\cos\theta = 0) \times \sqrt{\cos\theta},$$

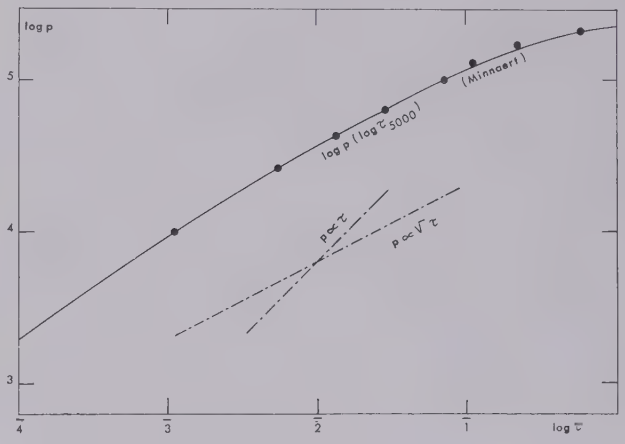

FIG. 10.

si l'on admet que dans l'intervalle considéré de variation de τ_L, la pression p est, comme le suggère MINNAERT (1953), sensiblement proportionnelle à la racine carrée de la profondeur optique (fig. 10).

Cette variation ne correspond guère aux observations, dans le cas d'un effet LINDHOLM, puisque la courbure de la courbe $\Delta\lambda_L(\mu)$ est d'un signe contraire au signe observé. Il n'en est plus de même dans le cas de l'effet SPITZER, où la courbure de la courbe est dans le bon sens : mais alors, au bord du

disque, l'effet observé devrait être plus petit que l'effet EINSTEIN, ce qui est contraire aux observations.

Il est donc certain qu'il n'est pas suffisant d'ajouter à l'effet EINSTEIN, l'effet SPITZER ou l'effet LINDHOLM, pour permettre l'interprétation des observations. En revanche, il sera *nécessaire* d'en tenir compte, les ordres de grandeur restant non négligeables. Avant de pouvoir en tenir compte de façon sérieuse, une étude physique des critiques de SPITZER, et de la théorie qu'elles impliquent, s'imposeraient évidemment en première urgence.

CHAPITRE II

L'EFFET DE RUGOSITÉ

1. *Généralités.*

Afin d'interpréter les observations faites au bord du soleil au cours d'une éclipse, REDMAN (1943) a introduit une « rugosité » des couches photosphériques, correspondant aux granules et dont le relief est schématisé par la figure 11.

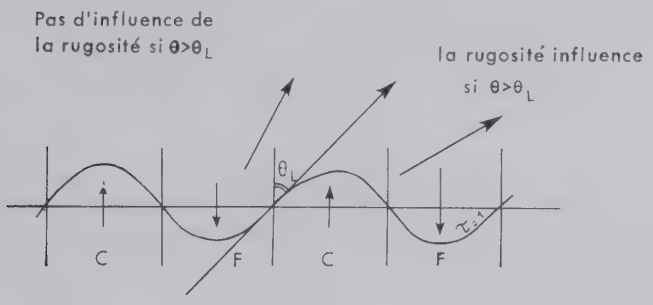

FIG. 11.

Cette conception « géométrique », défendue ensuite par EVANS (1947), PECKER (1949), (1951), est criticable en raison des effets hydrodynamiques qu'elle implique et qui sont en contradiction avec les observations.

En revanche, la conception de la rugosité « optique » défendue récemment par LEFÈVRE et PECKER (1961) ne se heurte pas aux mêmes objections.

Ces auteurs considèrent un modèle simplifié de l'atmosphère solaire, constitué de colonnes chaudes et froides, analogues à ceux proposés par exemple par BÖHM (1954), VOIGT (1956) ou SCHRÖTER (1957). Alors les colonnes chaudes, plus transparentes au fond des raies que les colonnes froides, sont, au bord, camouflées par celles-ci (dans l'effet REDMAN, c'était l'inverse). La figure 12, d'après LEFÈVRE et PECKER, représente, pour une valeur donnée de θ et pour une certaine dimension des granules

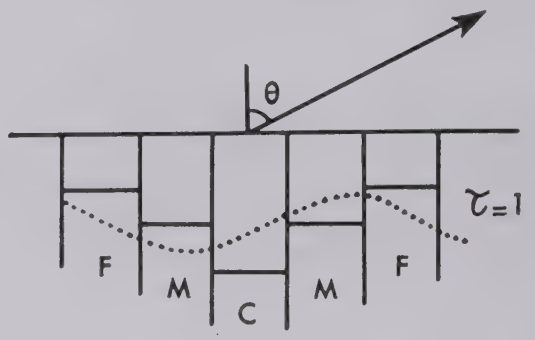

FIG. 12.

(200 km) la forme (en pointillé) de la surface $\tau = \text{Cte} = 1$ le long de la ligne de visée. Si a_1 et a_2 sont respectivement les surfaces apparentes des régions chaudes (en ascension) et froides (en descente), on voit que l'on a :

$$a_1 < a_2 \qquad \text{(fig. 13).}$$

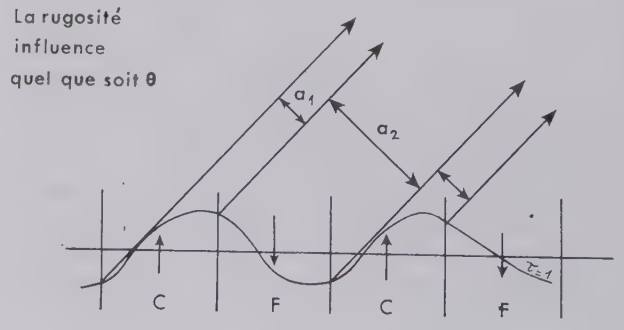

FIG. 13.

Le poids des régions froides est donc augmenté, et ceci se traduit par un déplacement des raies vers le rouge, d'autant plus marqué que l'on est proche du bord solaire.

La théorie de LEFÈVRE et PECKER montre que cette conception permet l'interprétation des mesures des intensités centrales des raies effectuées entre

le bord et le centre du disque solaire. On peut envisager d'utiliser précisément ces mesures pour en déduire l'effet de la rugosité sur les longueurs d'onde des raies.

Nous avions fait la remarque, dans l'introduction, que les mouvements DOPPLER radiaux se traduisent par des effets DOPPLER, et que ceux-ci se compensent partiellement, mais seulement partiellement, dans la mesure, où, d'une part, les hétérogénéités thermiques, d'autre part, la rugosité, ont pour effet de les « révéler » (au sens où les photographes emploient ce mot). Le calcul ci-dessous tient compte en principe de ces deux actions révélatrices. Mais les applications numériques sont limitées, en raison du caractère préliminaire de cette recherche, à l'effet de la rugosité optique.

2. *Calcul du décalage dû aux mouvements radiaux « révélés » par la rugosité.*

Nous opèrerons de la façon suivante, schématique : remplaçons le modèle de BÖHM par un modèle à deux températures. Schématiquement le profil de la raie s'exprime par les formules suivantes :

Posons : (régions chaudes).

$$(37) \qquad I_1 = I_{c1} - (I_{c1} - I_{r01})\, e^{-(x-\delta)^2},$$

(régions froides)

$$(38) \qquad I_2 = I_{c2} - (I_{c2} - I_{r02})\, e^{-(x+\delta)^2},$$

formules dans lesquelles I_{c1}, I_{c2} représentent les intensités dans le continu, I_{r01}, I_{r02} les intensités centrales des raies, δ le décalage DOPPLER relatif $\delta = \dfrac{\Delta\lambda_D}{\Delta^*\lambda_D}$ et x la quantité $\dfrac{D\lambda}{\Delta^*\lambda_D}$.

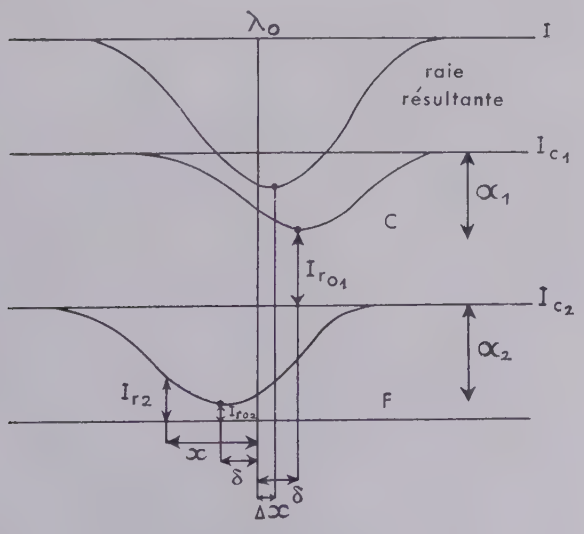

FIG. 14.

Cela nous permet de connaître l'intensité résultante qui vaudra donc : (fig. 14).

$$(39) \qquad I = I_c - e^{-x^2} e^{-\delta^2} \times \frac{1}{2}[(I_{c1} - I_{r01})\, e^{2x\delta} + (I_{c2} - I_{r02})\, e^{-2x\delta}].$$

Le minimum d'intensité a lieu pour $\dfrac{dI}{dx} = 0$. soit :

$$(40) \qquad x_m[(I_{c1} - I_{r01})\, e^{2x_m\delta} + (I_{c2} - I_{r02})\, e^{-2x_m\delta}] = \delta[(I_{c1} - I_{r01})\, e^{2x_m\delta} - (I_{c2} - I_{r02})\, e^{-2x_m\delta}],$$

ou encore, en posant :

$$(41) \qquad I_{ci} - I_{r0i} = \alpha_i \quad \text{et} \quad e^{\pm 2x\delta} = 1 \pm 2x\delta,$$

$$(42) \qquad x_m = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\alpha_2 + \alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}\right)\left(\frac{1 - 2\delta^2}{2\delta}\right) \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha_2 + \alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}\right)^2 \left(\frac{1 - 2\delta^2}{2\delta}\right) + 2}\right].$$

Cette valeur est très petite si les intensités ne diffèrent pas trop d'une « colonne » à l'autre, et si δ est petit :

$$(43) \qquad \boxed{x_m \cong \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_2 + \alpha_1}\frac{\delta}{1 - 2\delta^2}}.$$

C'est l'effet des mouvements radiaux « révélés » par les hétérogénéités thermodynamiques.

Si l'effet de rugosité intervient, les intensités des rayonnements issus des deux colonnes sont pondérés par deux facteurs a_1 et a_2 au lieu de $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}$ (étant entendu que, bien sûr, $a_1 + a_2 = 1$). Il vient alors :

$$(44) \qquad \boxed{x_{m,R} \simeq \frac{\alpha_2 a_2 - \alpha_1 a_1}{\alpha_2 a_2 + \alpha_1 a_1}\frac{\delta}{1 - 2\delta^2}}.$$

C'est l'effet combiné des hétérogénéités thermodynamiques et de la rugosité optique.

Le décalage dû spécialement à l'effet de rugosité est donc :

$$(45) \qquad \boxed{\Delta x_R \cong \frac{\delta}{1 - 2\delta^2}\left\{\frac{a_2\alpha_2 - a_1\alpha_1}{a_1\alpha_1 + a_2\alpha_2} - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_2 + \alpha_1}\right\}}.$$

Pour $\alpha_2 \sim \alpha_1$, on a :

$$(46) \qquad \Delta x_R \simeq \frac{\delta}{1 - 2\delta^2}[a_2 - a_1] = \frac{\delta}{1 - 2\delta^2}(1 - 2a_1).$$

Ou encore, puisque l'on a évidemment :

$$\delta = \delta_0 \cos \theta$$

et que δ est petit :

$$\Delta x_R \cong \delta_0 (1 - 2a_1) \cos \theta. \quad (47)$$

Si α_1 et α_2 sont voisins, l'effet de la rugosité l'emporte sur l'effet des hétérogénéités thermodynamiques comme « révélateur » des mouvements radiaux dans le décalage vers le rouge.

C'est un décalage vers le rouge ($\Delta x_R > 0$) si $a_1 < a_2$, ainsi que nous l'avons déjà fait remarquer. Notons que a_1 dépend beaucoup de θ, si bien que la loi $\Delta x_R (\theta)$ diffère beaucoup d'une loi en : cos θ.

Il reste maintenant à utiliser la théorie de Lefèvre et Pecker pour obtenir la loi de variation $a_1 (\theta)$ compatible avec les observations de ces auteurs.

3. *Calcul de l'effet de la rugosité sur les intensités centrales.*

On peut calculer au voisinage de $x = x_m$ l'effet de la rugosité sur les intensités centrales :

$$\Delta I_R = \alpha_1 \left(\frac{1}{2} - a_1\right) e^{-(x_m - \delta)^2} + \alpha_2 \left(\frac{1}{2} - a_2\right) e^{-(x_m + \delta)}. \quad (48)$$

Cette relation s'obtient en utilisant la formule (39) ci-dessus, et la formule correspondante (non-écrite) où les poids des régions chaudes et froides sont respectivement a_1 et a_2, au lieu de $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}$.

Comme les exponentielles sont assez voisines de l'unité, on peut écrire, en première approximation :

$$\Delta I_R \cong \left(\frac{1}{2} - a_1\right) \alpha_1 + \left(\frac{1}{2} - a_2\right) \alpha_2, \quad (49)$$

soit encore :

$$\Delta I_R = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} - (a_1 \alpha_1 + \alpha_2 a_2). \quad (50)$$

Si l'on remplace dans les expressions (45) et (50), a_2 par $1 - a_1$, et α_2 par $\alpha_1 + \beta$ on obtient alors :

$$\Delta x_R = \delta_0 \cos \theta (1 - 2a_1) \times \frac{2\alpha_1 (\beta + \alpha_1)}{(\beta + 2\alpha_1)(\beta - a_1 \beta + \alpha_1)} \quad (51)$$

$$\Delta I_R = 2\beta(2a_1 - 1). \quad (52)$$

On ne mesure pas directement a ou β, mais seulement ΔI_R. Mais la relation suivante peut être écrite, si on remplace a_1 par $\frac{1}{2}$ dans le premier facteur du dénominateur de Δx_R (51) :

$$\Delta x_R = - \delta_0 \cos \theta \Delta I_R \left[\frac{8\alpha_1(\beta + \alpha_1)}{\beta(\beta + 2\alpha_1)^2}\right] = - \delta_0 \cos \theta \Delta I_R K_R. \quad (53)$$

Le crochet désigné par K_R ne dépend alors que de la raie et pourrait être calculé dans chaque cas particulier. La quantité ΔI_R est précisément celle qui a été mesurée par Lefèvre et Pecker, et qui dépend de θ.

4. *Résultats relatifs à l'effet de rugosité optique.*

De ce qui précède, on déduit un décalage :

$$\Delta \lambda_R = \Delta x_R \, \Delta^* \lambda_D = - \cos \theta (\Delta \lambda_D)_0 \Delta I_R K_R,$$

où $(\Delta \lambda_D)_0$ est le décalage Doppler radial dans une colonne, au centre du disque (correspondant à une vitesse de l'ordre de 1 à 2 km/s).

Le signe — correspond à un rougissement si ΔI est négatif, c'est-à-dire si on a : $a_1 < \frac{1}{2}$.

Le tableau V représente la variation $\Delta \lambda_R (\theta)$ obtenue dans un cas particulier des mesures de Pecker et Lefèvre ($\lambda = 5219$ Å), les coefficients β et α, étant calculés de façon très approximative. Nous négligerons la dépendance de θ due à la variation $K_R (\theta)$ en admettant que l'on a $K_R = 2/\beta$. Il ne serait pas difficile d'en tenir compte en toute rigueur et de faire un calcul précis ; nous ne l'avons pas fait, en raison du but limité de cette étude, qui est surtout de rechercher quels sont les phénomènes significatifs. On a pris de plus une vitesse de l'ordre de 2 km/s soit $(\Delta \lambda_D)_0 = 0{,}035$ Å.

Il est évident que l'effet en question (fig. 15) n'est nullement négligeable par rapport aux effets observés ; toute étude ultérieure devra donc en tenir compte. En revanche, cet effet n'est sûrement pas suffisant pour expliquer quantitativement les observations : la loi observée en sec θ conduit à une courbe représentative dont la courbure est de signe contraire à la courbure de la courbe théorique prédite par l'effet de rugosité (voir tableau I).

Ces valeurs partent évidemment de la valeur 0 au centre du disque. En effet $\Delta I_R = 0$ au centre du disque. Mais il s'agit de la différence, en un point quelconque entre la longueur d'onde du centre apparent de la raie, et la longueur d'onde de ce centre de la raie, au centre du disque solaire. Cette dernière est elle-même différente de la lon-

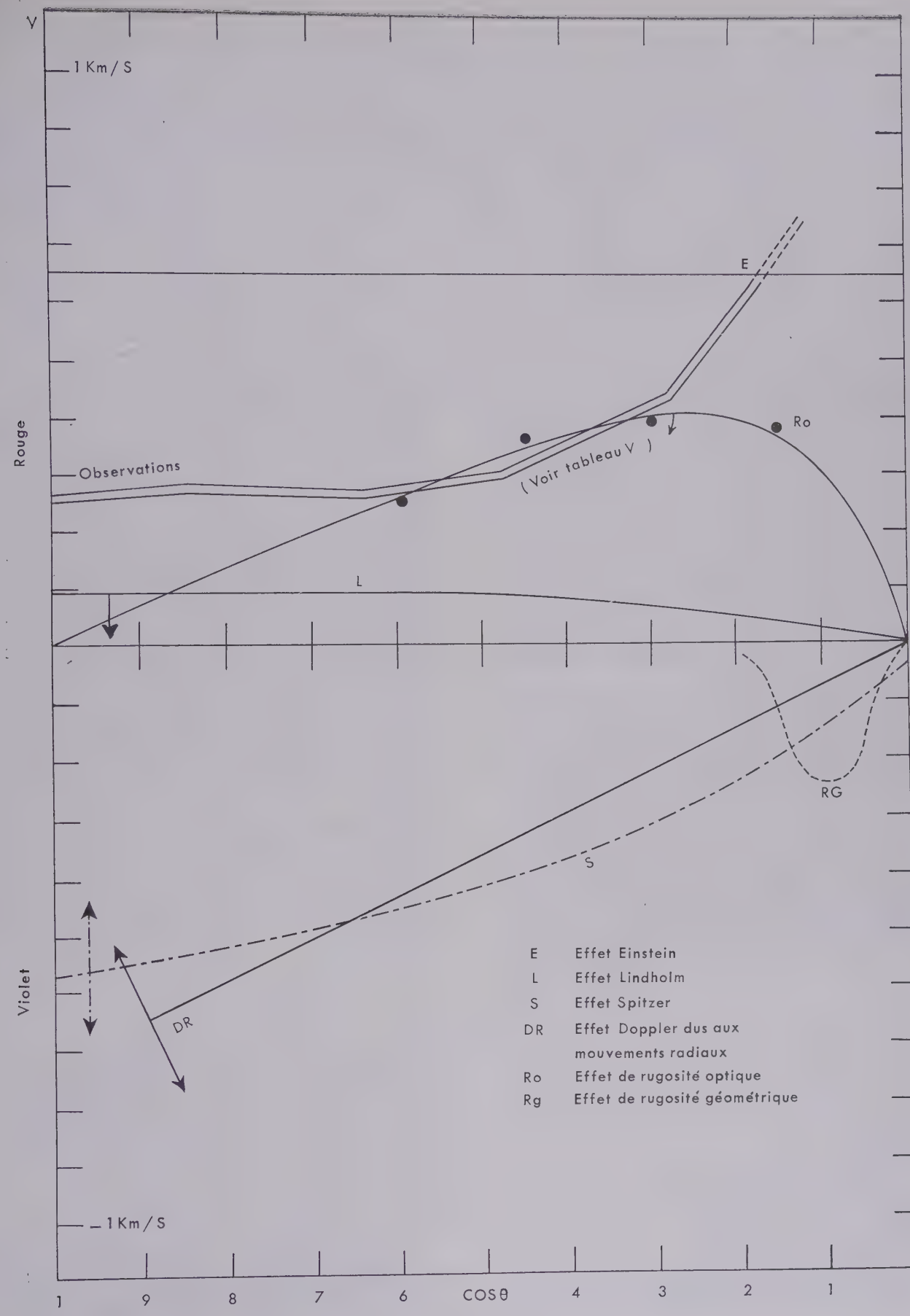
V
1 Km / S
E
Rouge
Observations
(Voir tableau V)
Ro
L
RG
S
Violet
DR
E Effet Einstein
L Effet Lindholm
S Effet Spitzer
DR Effet Doppler dus aux mouvements radiaux
Ro Effet de rugosité optique
Rg Effet de rugosité géométrique
1 Km / S
1
9
8
7
6
COS θ
4
3
2
1
0

Fig. 15.

TABLEAU V

cos θ	ΔI_R (10^{-14})	$\beta(10^{-14})$	a_1	$K_R \times \beta$	$(\Delta\lambda_R)$ Å	$\Delta\lambda_R$ Km/s
1.0	0.00	2.32	0.500	1.67	0.0000	0.00
.6	0.30	2.37	0.566	1.57	0.0044	0.25
.45	0.49	2.04	0.620	1.56	0.0059	0.34
.3	0.81	1.97	0.705	1.38	0.0060	0.35
.15	0.90	1.81	0.748	1.16	0.0065	0.38
0.0	0.88	1.52	0.789	1.11	0.0000	0.00

gueur d'onde de la raie non déplacée, en raison de l'influence des inhomogénéités thermodynamiques. Le déplacement est donné par la relation (44). Il est à noter qu'il est évidemment beaucoup plus sensible au choix de la raie que la variation centre-bord elle-même : ceci est tout à fait compatible avec les faits rassemblés dans le tableau I. Notons que ce déplacement est proportionnel à la vitesse des courants chauds et froids.

5. *Rugosité optique et rugosité géométrique.*

L'effet de la « rugosité optique » que nous venons d'introduire, varie avec la position sur le disque d'une façon très régulière.

Au contraire, l'effet de la « rugosité géométrique » introduit par Redman n'intervient pour modifier le rapport de la surface apparente des régions chaudes, à celle des régions froides qu'en des points proches du bord, à partir du moment où les rayons lumineux sont plus inclinés par rapport à la normale que la tangente d'inflexion à la sinusoïde représentant le relief géométrique (fig. 11). C'est alors seulement que les « bosses » chaudes masquent une partie des « creux » froids.

Dans l'effet de « rugosité optique » que nous préférons considérer, outre l'inversion de sens de l'effet (ce sont les régions chaudes qui sont camouflées) le transfert optique a pour effet que la « sinusoïde » $\tau = 1$, pour une direction donnée, n'est pas en « phase » avec la distribution des régions chaudes et froides si bien que même au voisinage du centre, les régions chaudes ont un poids plus faible (fig. 12 et 13).

La figure 15 montre quel déplacement en longueur d'onde peut être déduit des deux effets de rugosité. L'une exclut d'ailleurs l'autre, vraisemblablement, et nous donnons aujourd'hui notre préférence à l'effet de rugosité optique (en traits pleins sur la figure). L'effet de rugosité géométrique a été déduit de la forme sinusoïdale supposée des « bosses » avec les valeurs numériques suggérées par Redman (1943). L'effet géométrique n'affecte, comme on pouvait le prévoir, que les très petites valeurs de cos θ, à l'extrême bord du disque solaire. Au contraire, l'effet optique affecte toutes les valeurs de cos θ. Nous voyons que si sa variation ne convient pas, seule, à l'explication des phénomènes observés (voir tableau I), son ordre de grandeur (pour primitives que soient nos estimations) est tel qu'il est impossible de ne pas en tenir compte dans une étude complète des phénomènes de décalage de raies spectrales vers le rouge.

Conclusion

Nous avons, dans ce qui précède, montré comment on pouvait calculer l'influence des phénomènes de transfert dans l'effet Lindholm, et comment la « rugosité optique » peut influencer les résultats.

Il est bien évident qu'une telle contribution à la résolution du problème de l'interprétation des mesures n'est nullement suffisante. Au moins aura-t-elle attiré l'attention sur deux aspects importants négligés jusqu'à présent.

Le tableau I et les figures 1 et 15 rassemblent les différentes données de l'expérience et les théories partielles. Étant donné le doute jeté par Spitzer sur la théorie physique du décalage dû aux collisions, nous nous garderons de tirer une conclusion, même provisoire, de la comparaison de ces courbes.

Nous voudrions pour terminer, souligner les problèmes qui restent à résoudre, selon nous.

1. Effets jouant un role.

a) *Effets des collisions.* — Les critiques faites par Spitzer sont sans doute justifiées. Il est cependant impossible actuellement de remplacer la théo-

rie de LINDHOLM par autre chose, à partir des travaux publiés. Il nous semble urgent, dans le cadre d'une théorie quantique des collisions, de résoudre ce problème (tout comme celui du calcul non hydrogénoïde des constantes de VAN DER WAALS, et de l'amortissement).

b) *Effet Finlay-Freundlich.* — La relation

$$\Delta\lambda/\lambda = AT^4$$

proposée par FINLAY-FREUNDLICH est loin d'être universellement adoptée. Une étude physique de ce problème nous semble nécessaire.

c) *Effets de rugosité.* — Il semble indispensable de rechercher par tous les moyens expérimentaux possibles la structure cinématique et thermodynamique des hétérogénéités de la photosphère. Signalons à ce jour une grave contradiction, qu'il faudrait bien lever :

Les observateurs de la granulation (RÖSCH (1960), DOLLFUS, BLACKWELL, DEWHIRST (1959), SCHWARZSCHILD (1958) trouvent des dimensions de l'ordre de 700 kms pour des ΔT (différence de température entre éléments chauds et éléments froids) de l'ordre de 100°-300°.

Les spectroscopistes (voir LEFÈVRE et PECKER (1961)) trouvent au contraire, à partir d'un modèle comme celui de BÖHM (1954), c'est-à-dire avec des ΔT de l'ordre de 1000°, des dimensions de 300 kms. S'ils avaient opéré avec $\Delta T \sim 100°$, ils auraient trouvé des dimensions de l'ordre de 30 kms.

Sans préjuger de la solution de ce paradoxe (1), il importait d'en souligner l'incidence sur nos propres résultats.

Nous avons également signalé plus haut l'importance possible des mouvements non radiaux, dont les effets peuvent être rendus apparents par l'effet de rugosité : là se situe un problème auquel nous n'avons pas touché, et qui est certainement d'une importance non négligeable.

2. Variations du décalage avec la profondeur. Raies dissymétriques.

L'effet mesuré par Miss ADAM et les autres auteurs cités dans l'introduction de ce mémoire, est en somme un décalage « résultant » : c'est la *moyenne* d'un effet dépendant de la profondeur.

SCHRÖTER (1957) fait remarquer que les mesures en question font perdre ainsi une grande partie de l'information. A l'aide de calculs très soigneux utilisant un modèle à deux colonnes, il calcule le profil de raies spectrales de diverses intensités, leurs dissymétries, et le comportement de ces raies au point de vue du déplacement vers le rouge. Cette théorie, combinée à la considération de l'effet EINSTEIN, fait apparaître un accord assez bon (quoique insuffisant) avec les mesures.

Or, à l'aide d'une méthode d'analyse spectroscopique utilisant la résonance d'un jet de strontium, RODDIER (communication personnelle) a analysé avec une résolution jusqu'à présent inégalée, la raie de résonance bleue du strontium I. Il a trouvé comme M^me^ CALMET-LAVAL pour le titane (communication personnelle), mais avec une beaucoup plus grande précision (les observations de M^me^ CALMET-LAVAL sont de type spectrographique classique) des dissymétries correspondant assez bien aux prévisions de la théorie de SCHRÖTER au centre du disque solaire. Les dissymétries sont également mesurées en différents points du disque. Il est hors de doute que l'analyse de ces mesures (sans pour autant se limiter au modèle sans rugosité de SCHRÖTER) pourrait, bien mieux que les mesures « moyennes » de Miss ADAM (d'ailleurs affectées par le pouvoir de résolution) fournir une idée précise des processus physiques et des champs de vitesses, ainsi que de leur variation avec la profondeur dans l'atmosphère solaire.

3. Suggestions pour une marche des calculs.

Une théorie correcte de l'effet des collisions devrait permettre de savoir exactement ce qui est dû aux effets DOPPLER (rien d'après SPITZER, mais nous n'adopterons pas, *a priori*, ce point de vue).

Un modèle, aussi complexe que la connaissance du soleil permettra de l'établir (tenant compte d'inhomogénéités thermodynamiques et cinématiques dépendant de la profondeur) devra être utilisé. Il dépend d'un certain nombre de paramètres. Les observations fourniront quelques relations entre ces paramètres.

Si l'on utilisait un modèle simple à deux colonnes dont les vitesses seraient indépendantes de la profondeur, on pourrait procéder comme suit :

Les vitesses sont liées par la condition de continuité :

$$\rho_1 \Sigma_1 v_1 = \rho_2 \Sigma_2 v_2. \tag{42}$$

L'intensité du rayonnement est alors :

$$I(\mu) = \frac{\Sigma_1}{\Sigma_1 + \Sigma_2}\left[\int_0^\infty S_1(\tau)\, e^{-\tau/\mu}\frac{d\tau}{\mu}\right] + \frac{\Sigma_2}{\Sigma_1 + \Sigma_2}\left[\int_0^\infty S_2(\tau)\, e^{-\tau/\mu}\frac{d\tau}{\mu}\right]. \tag{43}$$

Le calcul des quantités entre crochets est fai-

(1) Il est possible que le ΔT des spectroscopistes soit en réalité un ΔT_{exc}, dont il ne faut peut-être pas s'étonner (*a priori*) qu'il soit différent de ΔT_{el}.

sable par la méthode du chapitre I de cette thèse, utilisant notamment la notion de profondeur de formation de l'effet LINDHOLM, et utilisant aussi, comme SCHRÖTER, les valeurs des vitesses radiales v_1 et v_2 dans le calcul de τ.

Le calcul de $\frac{\Sigma_1}{\Sigma_2}$ est faisable par la méthode du chapitre II de cette thèse, en fonction de $\cos\theta = \mu$. Ce calcul constitue une amélioration de celui de SCHRÖTER qui suppose $\frac{\Sigma_1}{\Sigma_2}$ indépendant de $\cos\theta$.

Il ne restera plus qu'à calculer v_2 par comparaison avec l'expérience.

S'il reste encore des résidus inexpliqués, nous pourrons alors compliquer le modèle, en introduisant par exemple une vitesse variable avec la profondeur ; ou un effet de rugosité optique moins simpliste, tenant compte notamment des mouvements non-radiaux.

Ce travail d'astrophysique solaire ne sera pourtant possible qu'après des études physiques sur l'effet des collisions et sur l'effet FINLAY-FREUNDLICH ; c'est pourquoi nous avons interrompu nos recherches à ce point.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier ici :

— M. A. DANJON qui a bien voulu présenter nos notes aux comptes-rendus de l'Académie des Sciences, ainsi que :

— M. J. F. DENISSE qui nous a toujours soutenu et encouragé dans ces travaux.

— M. P. QUENEY qui nous a fourni le deuxième sujet de cette thèse.

— M. E. SCHATZMAN dont les conseils nous ont été très précieux.

— Mme A. M. COLLE, qui a bien voulu programmer pour nous, sur IBM 650, de nombreux et délicats calculs, et les effectuer.

— M. LORTET qui a effectué une partie de ces calculs sur IBM 650,

ainsi que M. J.-C. PECKER pour l'amicale compréhension qu'il nous a témoignée, et l'aide considérable qu'il nous a fournie et qui nous ont permis de mener à bien ces travaux ; nous tenons à lui exprimer toute notre reconnaissance.

BIBLIOGRAPHIE

ADAM M. G., 1948, *M. N. R. A. S.*, **108**, 446 ; 1952, *M. N. R. A. S.*, **112**, 149 ; 1955, *M. N. R. A. S.*, **115**, 405, 412.

ADAMS W., 1910, *Ap. J.*, **31**, 30.

ALLER L. H., 1953, The atmosphere of Sun and stars, Ronald Press, N. Y.

AMBARTSUMIAN V. A., 1958, Theoretical Astrophysics, english translation, Pergamon Press.

BLACKWELL D. E., DEWHIRST D. W., DOLLFUS A., 1959, *M. N. R. A. S.*, **119**, 98.

BÖHM K. H., 1954, *Z. f. Ap.*, **34**, 182.

CLAAS W. J., 1951, *Rech. Astr. Obs. Utrecht*, **12**, 1.

EINSTEIN A., 1916, *Ann. Phys.*, **49**.

EVANS D. S., 1947, *M. N. R. A. S.*, **107**, 433.

EVERSHED J., 1931, *M. N. R. A. S.*, **91**, 260.; 1936, *M. N. R. A. S.*, **107**, 433 ; 1939, *Kodaikanal Bull.*, **3**, 39, 49.

FINLAY-FREUNDLICH E., 1930, *Naturwiss.*, **8**, 513 ; 1954, *Phil. Magazine*, **45**, 362.

FINLAY-FREUNDLICH E., BRUNN A. V., BRÜCK H., 1930, *Z. f. Ap.*, **1**, 43.

FINLAY-FREUNDLICH E., FORBES E. G., 1956*a*, *Ann. Astr.*, **19**, 183 ; 1956*b*, *Ann. Astr.*, **19**, 215 ; 1959, *Ann. Astr.*, **22**, 727.

FORBES E. G., 1960, Colloque de Varenna 12 Phen. Hydrom. Atm. Stell., sous presse.

JAGER C. DE, 1959, *Handbuch der Physik*, III, p. 89

JORAND M., 1961, *C. R. Ac. Sc.*, juin 1961.

LEFÈVRE J., PECKER J. C., 1961, *Ann. Astr.*, **24**, 238.

LINDHOLM E., 1941, *Ark. Math. astr. Phys.*, B. **28**, 3.

MINNAERT M. G. M., 1953, The Photosphere, dans The Sun, Kuiper ed., Chic. Univ. Press.

PECKER J. C., 1949, *Ann. Astr.*, **12**, 9 ; 1951, *Ann. Astr.*, **14**, 115, 152.

PECKER J. C., SCHATZMAN E., 1959, Astrophysique Générale, Masson éditeur.

REDMAN R. O., 1943, *M. N. R. A. S.*, **103**, 173.

RÖSCH J., 1960, Varenna ; conf. Phen. Hydr. Atm. St., sous presse.

SAINT JOHN C. E., 1928, *Ap. J.*, **67**, 117.

SCHRÖTER E. H., 1955, *Die Naturwiss.*, **42**, 623 ; 1957, *Z. f. Ap.*, **41**, 141.

SCHWARZSCHILD M., ROGERSON J. B., EVANS J. W., 1958, *Astron. J.*, **63**, 313.

SPITZER L. Jr., 1950, *M. N. R. A. S.*, **110**, 216.

UNSÖLD A., 1955, Physik der Sternatmosphären, Springer, Berlin, 2d Auflag.

VITENSE E., 1951, *Z. f. Ap.*, **28**, 51.

VOIGT H. H., 1956, *Z. f. Ap.*, **40**, 157.

WOOLLEY R. v. d. R., STIBBS D. W. N., 1951, The Outer Layers of a star, Oxford U. Press.

Imprimerie TAFFIN-LEFORT, à Lille (France). — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Étude de la propagation et de l'amortissement des ondes sonores dans l'atmosphère.

Vu et approuvé :
Paris, le 19 mars 1962,
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc Zamansky.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Roche.